Сафонов И. В., аспирант
Повзнер А. А., проф., д-р физ.-мат. наук
Бодряков В. Ю., доц., канд. физ.-мат. наук

О МАГНИТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ ДЕБАЯ ФЕРРОМАГНЕТКА

Предложено выражение для описания магнитной зависимости температуры Дебая θ простого ферромагнетика в виде разложения по четным степеням намагниченности M^2 и температуры $t = T - T_C$. Подход основан на последовательном рассмотрении термодинамики ферромагнетика в рамках теории фазовых переходов второго рода (ТФПВР) Ландау.

Температура Дебая представлена в следующем компактном виде:

$$\theta = \frac{\eta}{k_B}\left(6\pi^2 N_A\right)^{1/3}\sqrt{\frac{3}{\mu}}\,\Xi^{1/2}K^{1/2}V^{1/6}, \qquad (1)$$

где $\Xi(\sigma)$ – функция коэффициента Пуассона σ; $K = V(\partial^2F/\partial V^2)_T$ – модуль всестороннего сжатия (МВС); $V = (\partial\Phi/\partial P)_T$ – молярный объем. Возникновение магнитных вкладов в МВС K и молярный объем V, а вслед за ними, и в температуру Дебая θ ферромагнетика, является термодинамическим отражением магнитного ангармонизма фононов.

В дифференциальном представлении молярные термодинамический потенциал (ТПД) и свободная энергия (СЭ) ферромагнетика имеют вид:

$$d\Phi(T, P, H) = -SdT + VdP - \mu\mu_0 MdH; \quad dF(T, V, H) = -SdT - PdV - \mu\mu_0 MdH, \qquad (2)$$

где S – молярная энтропия; P – давление; M – намагниченность; H – магнитное поле. В аддитивном представлении ТДП и СЭ ферромагнетика есть:

$$\Phi = \Phi_{para} + \Phi_m; \qquad F = F_{para} + F_m. \qquad (3)$$

Индекс «*para*» - отвечает парамагнитной, индекс «*m*» - магнитной части термодинамических функций. Магнитная часть молярного ТДП имеет вид:

$$\Phi_m = \mu[\tfrac{1}{2}\alpha M^2 + \tfrac{1}{4}\beta M^4 - \mu_0 HM]; \qquad (4)$$

для термодинамических коэффициентов $\alpha(T)$ и $\beta(T)$ в ТФПВР Ландау имеем:

$$\alpha = at;\ a = \text{const} > 0;\ \beta = \text{const} > 0. \qquad (5)$$

С учетом (2) – (5) для молярного объема V и МВС K имеем, соответственно:

$$V = V_{para} + V_m; \qquad K = K_{para} + K_m, \qquad (6)$$

где для магнитных составляющих молярного объема и МВС справедливо:

$$V_m = \mu[\tfrac{1}{2}\left(\frac{\partial\alpha}{\partial P}\right)_{TH} M^2 + \tfrac{1}{4}\left(\frac{\partial\beta}{\partial P}\right)_{TH} M^4]; \qquad (7)$$

$$K_m = \mu V\{\tfrac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\alpha}{\partial V^2}\right)_{TH} M^2 + \tfrac{1}{4}\left(\frac{\partial^2\beta}{\partial V^2}\right)_{TH} M^4 - \frac{\xi}{2\beta}[\left(\frac{\partial\alpha}{\partial V}\right)_{TH} + \left(\frac{\partial\beta}{\partial V}\right)_{TH} M^2]^2\}, \qquad (8)$$

где ступенчатая функция $\xi(T, M^2)$ близка к 1 ниже T_C и к 0 выше T_C.

С учетом (1), (7), (8) для магнитной части температуры Дебая имеем:

$$\theta_m = \tfrac{1}{2}\theta_{10} M^2 + \tfrac{1}{2}\theta_{11} M^2\cdot t + \tfrac{1}{4}\theta_{20} M^4 \qquad (9)$$

с приблизительно независящими от температуры и намагниченности феноменологическими термодинамическими коэффициентами θ_{ij}.